



TITLE:

ラプラスから200年 : 大気波動力学 の歴史と現状 (非線形・大自由度の 波動現象の数理)

AUTHOR(S):

広田, 勇

CITATION:

広田, 勇. ラプラスから200年 : 大気波動力学の歴史と現状 (非線形・大自由度の波動現象の数理). 数理解析研究所講究録 2000, 1152: 156-169

ISSUE DATE:

2000-05

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/64084>

RIGHT:

ラプラスから 200 年

— 大気波動力学の歴史と現状 —

京都大学大学院理学研究科 廣田 勇 (Isamu HIROTA)

1. はじめに

フランスの数学者・天文学者ピエール・シモン・ラプラスがナポレオンに献上したことで知られる大作「天体力学概論：Traité de Méchanique Céleste (1799)」から今年で丁度 200 年目に当たる。彼はこの第 2 巻の中で、現在でもそのまま通用する「ラプラスの潮汐方程式」を提出した。

以後、19 世紀から 20 世紀なかばにかけて、潮汐論はこの原論をもとに海洋・大気のみならず固体地球をも含め多様な発展を示した。

この講演では、ラプラスの潮汐方程式が現在の地球科学の進展に果たした貢献を概観するとともに、「大気現象学」としての気象学のなかで独自に発展してきた大気力学が、いつどこでラプラスの原論と合流したのか、その歴史的経緯を振り返り、さらには「地球流体力学」の本来的な意義についての洞察を加えることとしたい。

この小論は研究の歴史に重点を置いた概論であり、個々の方程式の導出や得られた解の定量的検討を詳しく述べることが目的ではない。それゆえ、数式の導出や計算の詳細は引用のテキストに委ね、大気力学研究の流れにおける時代的背景とそれに対応した問題意識に焦点を合わせた議論を行なうこととする。

2. ラプラスの潮汐方程式

潮汐論は天体力学概論の第 2 巻、第 4 章で扱われている。その章の表題は「海洋と大気の振動」であり、書き出しの文章は太陽と月の作用が地球の流体運動に及ぼす効果云々、とある。すなわち、ニュートンのプリンキピアと同じく、潮汐を「外力励起問題」として扱う発想である。

原論は、球面上の運動方程式を詳細な数学的手法で扱っているが、18 世紀の微分法表現など、現在の我々の使う記号形式とかなり異なっていてわかり難いところもある。それゆえ、ここでは、同じ内容を現在の気象力学テキストで用いられている慣用記号形式で書くことにする。詳細はたとえば Holton (1975) を参照のこと。

静止大気（背景風がゼロ）における微小振幅擾乱を、運動 $V(u, v, w)$ および Geopotential Φ の 4 変数について、回転球面座標系を用い、水平運動方程式（2 本）、熱力学方程式（外部加熱項を含む）、および連続の式の計 4 本で記述する。次いで、それぞれの変数を振幅の緯度分布函数、高度分布函数、および指数函数による東西波数・振動数に変数分離する。これにより、以下のような鉛直構造方程式（1）と水平構造方程式（2）が得られる。

$$\frac{d^2 G}{dz^2} + \left[\frac{N^2}{gh} - \frac{N}{\rho_0^{1/2}} \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{\rho_0^{1/2}}{N} \right) \right] G = \frac{iN}{\rho_0^{1/2} \sigma} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 j}{HN^2} \right) \quad (1)$$

ここで $G(z)$ は振幅の高度分布函数、 N はブラント振動数、 H はスケールハイト、 j は加熱項、 g は重力加速度を表す。

Φ の緯度構造 $Y(\theta)$ に関する式は

$$\frac{d}{d\mu} \left[\frac{(1-\mu^2)}{(\sigma^2-\mu^2)} \frac{dY}{d\mu} \right] - \frac{1}{\sigma^2-\mu^2} \left[-\frac{s}{\sigma} \frac{\sigma^2+\mu^2}{\sigma^2-\mu^2} + \frac{s^2}{1-\mu^2} \right] Y + \epsilon Y = 0 \quad (2)$$

ここで $\mu = \sin \theta$ 、 s は波数、 σ は振動数を表し、 ϵ は地球の半径 a と自転角速度 Ω を用いて $\epsilon = (2\Omega a)/gh$ と書ける。分母の h は等価深度と呼ばれ、大気の場合、海の深さに対応する量である。

この水平構造方程式 (2) が「ラプラスの潮汐方程式」と呼ばれているものである。 μ に関する 2 階の常微分方程式であるが、各階の係数に独立変数 μ が含まれているため、既知の「何々型微分方程式」に帰着することは出来ない。またその解を既知の特殊函数で直接表現することも不可能である。つまり、数学的には極めて複雑な形をしている。それゆえ、ラプラス自身、この式を完全に解くことは出来ず、漸近法により近似解を求める試みを通して、解の性質に洞察を加えることに留まった。しかし、以下に述べるように、この方程式は回転球面上の流体運動の性質に関し極めて含蓄の豊かな式だったのである。

3. 潮汐論の進展

ラプラスの原論の出発点がそうであったように、潮汐論はまず、太陽や月の引力に代表される外力励起問題として始まった。具体的には、上記の潮汐方程式において、流体の深さ h をパラメータとし、振動数 σ や波数 s を与えて解を求めることである。地球上の流体運動に則した現象論としては、海洋潮汐がその代表である。

大気に関しては、高層の電離圏におけるいわゆる Sq Field が地上観測による磁場の日変化現象としてとらえられたこと、また地上気圧の日変化が月の引力によるものよりもむしろ太陽加熱に起因する「熱潮汐」として解釈されたこと、などを挙げることができる。特に、熱帯域における地上気圧変化が太陽同期であることに端を発した半日潮 (Semi-Diurnal Tides) の議論の進展は極めて興味深いストーリーである。(これらの歴史的経緯に関する詳細については、澤田 (1979)、廣田 (1983) を参照されたい)

19 世紀後半から 20 世紀初頭にかけての潮汐論のもうひとつの進展は、月や太陽という具体的な天体の影響とは別に、潮汐方程式に含まれる固有解を詳しく検討すること、すなわち地球流体自身が本来的に持つ「自由振動解」の研究である。

しかしながら、ラプラス自身がすでに論じているように、潮汐方程式はその形が極めて複雑であるため、級数展開等による近似解法が唯一の手段であり、当然取り扱うパラメータの範囲も限定されていた。この時代の代表的な仕事としては、Kelvin (1882)、Hough (1889)、Margules (1890)、Lamb (1910)、Chapman (1924) などがある。とりわけ、Hough の功績は、潮汐方程式の自由振動解が、その固有値 (振動数) の大小により、振動数の大きな「第 1 種自由振動」と振動数の小さい「第 2 種自由振動」とに分類できることを示した点にある。後に時代が下がって大型コンピュータを用いた数値解法が可能となったとき、英国の Longuet-Higgins (1968) は潮汐方程式の徹底的な数値計算を実行し、図

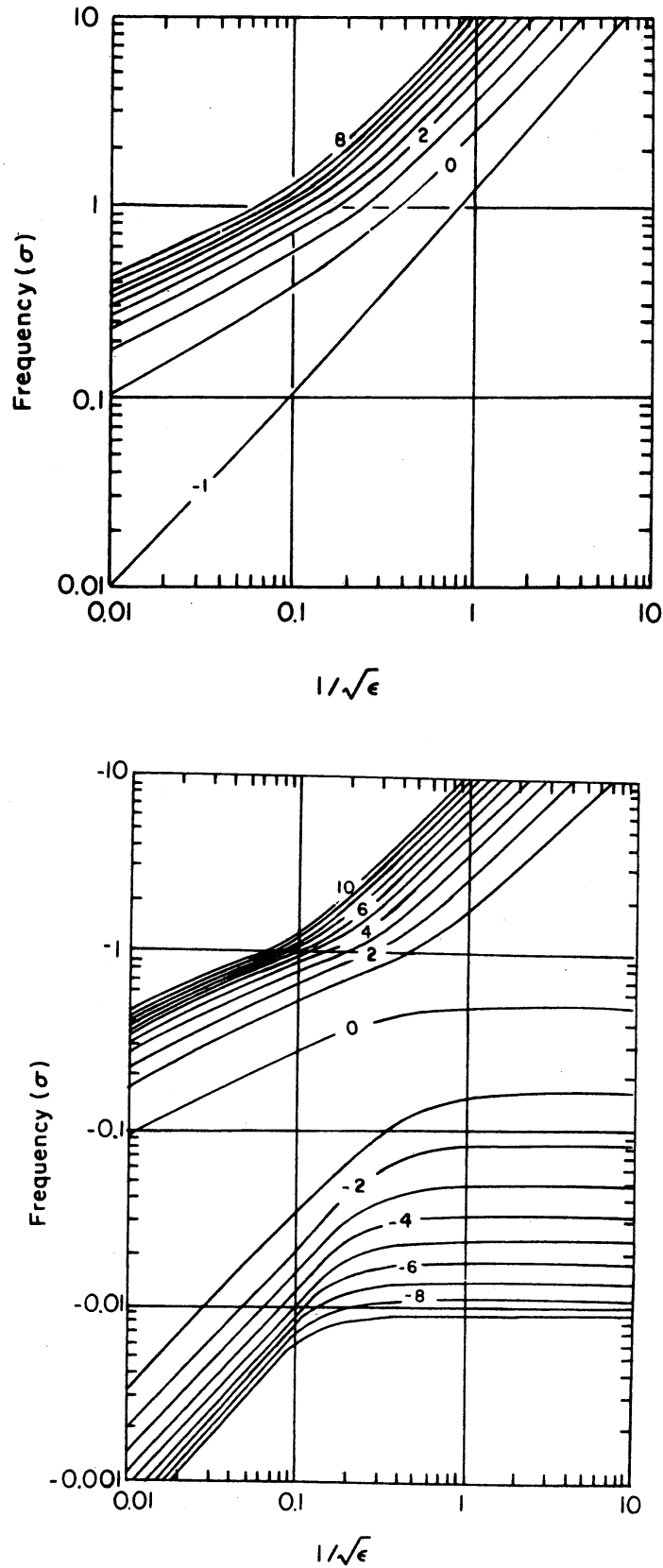


図1 ラプラス潮汐方程式の解を、Lamb パラメータ ϵ と振動数 σ で表したもの。振動数が正は東進波、負は西進波を表す。高振動数のふたつが第1種自由振動、低振動数のものが第2種自由振動、と呼ばれる。(Longuet-Higgins、1968 による)。

1に示すような2種類の自由振動解を定量的に示した。ただし、ここで注意すべきは、この図を示した段階で Longuet-Higgins は解の物理的解釈は議論しているものの、この種の図に関する限り、あくまでも自由振動解の表示に留まっていた「気象学的解釈=現実大気との対応」は与えていないことである。気象学のテキストにこれと同種の図が気象学用語を用いて示されるようになるのは更に十年以上後のことである。

4. ロスビー波の発見

20世紀前半の気象学の主流は、低気圧の発生発達を論じたノルウェー学派に代表される「総観気象学」であり、その研究の流れは気象力学として第2次大戦後の数値天気予報に繋がるものであった。興味の対象が主として日々の天気変化をもたらす数日の時間スケールを持つ現象であったため、潮汐論とは無縁の世界であったと言える。

気球（ラジオゾンデ）観測が曲がりなりにも普及した1930年代には、地上天気図のみならず、対流圏中層の大気の様相が大陸規模で記述されるようになってきた。このような時代背景のもとで、Rossbyら(1939)は、普通の移動性高低気圧を運ぶ偏西風帯の蛇行・変動の特徴を、長期予報（週間予報～1ヶ月予報）の目的で研究する過程で、いわゆる「ロスビー波」を発見しその原理を簡略化された方程式で記述することに成功した。彼らの発想と問題提起が長期天気予報に密着していたことは、その論文の題名が「帯状流の強さの変動と準定常的作用中心の変位との関係」という、如何にも泥臭いものであることから容易に想像できよう。

ロスビーは、北半球中緯度の偏西風帯の力学を記述するため、2次元非発散運動を仮定し、「ヘルムホルツの渦定理」を回転球面上に拡張した「絶対渦度保存則」から出発した。すなわち、相対渦度 $\zeta = \nabla^2 \psi$ と地球自転による惑星渦度 $f = 2\Omega \sin \theta$ の和が一定ということから

$$\frac{d\zeta}{dt} = -\beta v$$

が得られる。ここで $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ は惑星渦度 f の緯度変化を定数とみなしたものである。上式の右辺 βv は「ロスビーの β 項」と呼ばれるもので、その意味は南北流による惑星渦度の移流が相対渦度の変化をもたらすことである。

上式に波動解 $\psi = A \sin k(x - ct)$ を代入すれば、直ちに位相速度が $c = -\beta/k^2$ （西進）と求められる。一般流 U のあるときは、このドップラーシフト $c = U - \beta/k^2$ で与えられる。これが「原形ロスビー波公式」と呼ばれるものである。因みに、ロスビーらが直接興味の対象とした波のスケールについていえば、たとえば中緯度（緯度45度）で東西波長が7000kmなら、 β/k^2 の大きさは約20 m/secの西進となる。

ここでひとこと注意しておくなら、現在「ロスビー波」という用語がかなり敷衍した形で用いられ、惑星渦度の南北勾配に限らず、平均流の2階微分 U_{yy} のような渦度勾配さえあればそれによる復元効果をもたらす波動を広くロスビー波ということもある。しかし、オリジナルはあくまでも β 項なのである。

このように、ロスビーの議論は球面上の大気運動の本質を β 効果（惑星渦度の緯度変化）というただ1点に押し込め、渦度方程式そのものは中緯度デカルト平面で扱ったものである。これに対し Haurwitz (1940) は渦度方程式を正確に球面座標系で記述し、解も球面調

和函数 (ルジャンドル函数) で表現した。ここでは数式を詳しく表示することは省略するが、その結果、ロスビー波公式に対応するものとして、摂動の角速度が $\lambda = -2\Omega/n(n+1)$ で与えられることを示した。このようにロスビー波力学を拡張した意味で、以後、この回転球面上の波動を「ロスビー・ハウロヴィッツ波」と呼ぶこともある。

Haurwitz の論文で興味深いことは、球面座標上の渦度方程式の解

$$P_{s,n}(\theta) = \frac{n+1}{n} \sin \theta \cdot P_n^s(\sin \theta) - \frac{n-s+1}{n(n+1)} P_{n+1}^s(\sin \theta)$$

の緯度分布を図示したもの (図2) が潮汐方程式の近似解として得られる Hough 函数 (図3) のそれと極めてよく類似していることである。このことは、次に述べる両者の対応関係を強く暗示している。

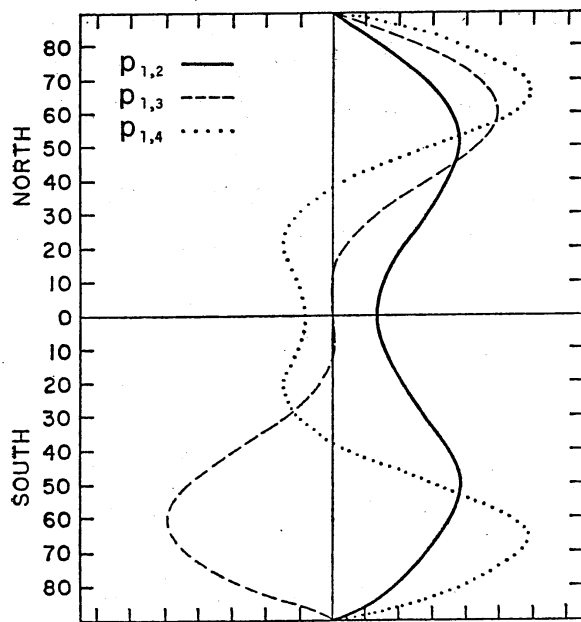


図2 Rossby-Haurwitz 波の振幅
(等圧面高度) の緯度分布。

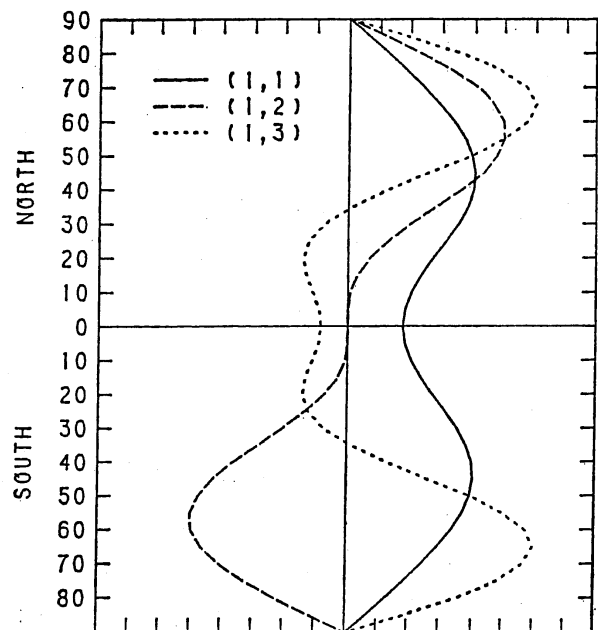


図3 等値深度 $h = 10\text{km}$ のとき
の Hough 函数の緯度分布。

5. 潮汐方程式とロスビー波

1939年に始まるロスビー波の議論は、その後、観測の充実、数値予報技術の進歩等とあいまって、気象学の枠のなかで「東西波長の大きい波が β 効果で西進すること」に重点をおいた形で発展した。一方、大気潮汐論は、基本的には天体の外力励起に主眼が置かれていたため、両者が無関係のまま20年が過ぎた。

このような歴史的経緯のなかで、1960年に Eckart は現在の「地球流体力学」の魁とも言えるテキスト "Hydrodynamics of Oceans and Atmospheres" を出版した。その「一番最後の」ページには、ラプラス潮汐方程式の議論とともに、前節で示した Haurwitz の角速度と同等の式が示されていて、"There is therefore little doubt that the Rossby waves are essentially identical with Laplace's oscillations of the second kind" と述べられている。気象学におけるロスビー波が潮汐方程式の第2種自由振動解と同じものであることを明記したのは、私の知る限りこの Eckart が最初である。言い換えれば、この時点ではじめて、気象力学と潮汐論とが合流したことになる。

それならば、もうひと種類の解、第1種自由振動はどこへ行ったのか。実はこれもまた、後述するように、気象学の一部として独自に発展していた「大気重力波」だったのであるが、問題はむしろ、気象力学それ自身の歴史のなかでどうしてロスビー波のみが1930年代末に突出したのか、であろう。その理由としては、気象力学の中心的系譜である総観気象学が19世紀末の Helmholtz の影響を強く受けたノルウェー学派によってもたらされ、その中で大気波動現象をもっぱら渦（或いは渦度）の見地から捉えることが行われてきたからである。波動を渦運動として捉えるということは、気象学の場合、地衡風運動のみに限定したことだと言ってもよい。その系列上でロスビーらは最初から2次元渦度方程式に立脚し、おそらく無意識のうちに第1種自由振動を除外していたのである。

ところが、ロスビーの議論に先立つこと2年、Haurwitz (1937) は、やはり回転球面上の方程式を、現在の言葉でいう primitive equation で（発散も含む形で）正確に記述し、その解の議論を行なっている。しかし、不思議なことにその後の Rossby-Haurwitz 波の議論ではこの1937年の仕事には全く触れられていない。もし、気象力学が、地衡風運動にこだわらず最初から primitive equation に立って渦運動と非渦運動とを対等に扱っていたならば、ラプラス潮汐方程式との関連の上で歴史は大きく変わっていたであろうと想像される。そしてまた、このことは、是非を問う以前の問題として、天気図に象徴される気象学の宿命的性格を如実に物語るものだと言えよう。

6. 大気波動の見取り図

現実大気中に見られる様々な大気波動に関する個別的議論を、ラプラス潮汐方程式を背景にして統一的に整理統合する試みは、Eckart 以降、1960～70年代に徐々に行われ始めた。1981年に出版された松野・島崎のテキストには、その1例として各種大気波動の「見取り図」が載せられている(図4)。

これは、Longuet-Higgins の図1が、Lamb パラメータ ε と振動数 σ で表示されているのに対し、横軸に波数、縦軸に振動数を取って、しかも夫々の波の気象学的名称が領域毎に書き込まれているので大変わかりやすい。(Eckart のテキストにもこれと同趣旨の図があるが、重力波に関する章の中であるため、中央の慣性周波数以下の部分については空白と

なっている。)

この図の示す特徴は、高周波の音波は別として、(1) まず第1種自由振動のすぐ下に重力波があること、その振動数の上限下限は Brunt 振動数 N と慣性振動数 f であること、(2) 低振動数領域に第2種自由振動があり、それが高波数側で傾圧不安定波と繋がっていること、(3) それよりさらに低振動数・低波数側に内部ロスビー波が存在すること、などである。

以下、これらの各種波動の気象学的解釈を振動数の小さいほうから順番に観測事実と理論の両面から見てゆくことにする。ただし、その詳細を記述しようとするれば、直ちに気象力学の教科書1冊分の内容になるので概略を示すに留める。詳細は、上記の松野・島崎(1981)、あるいはより入門的な廣田(1992)のテキストを参照されたい。

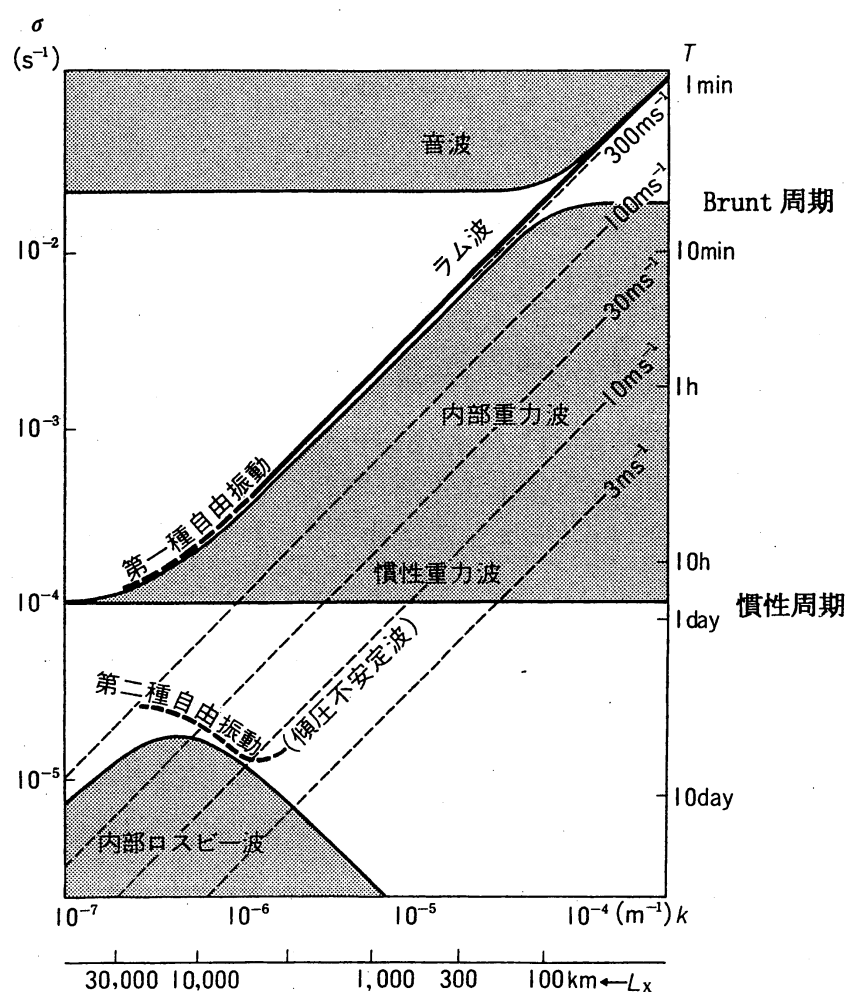


図4 水平波数 k と振動数 σ の関係として各種大気波動の存在域を表す図。(松野・島崎、1981による)。

7. 内部ロスビー波

成層圏以高では通常の地上天気図に見られるような高低気圧は存在せず、プラネタリースケールのしかも時間スケールの長い波動が卓越している。振動数が低いので、たとえば1ヶ月平均した場などで見ることが出来る。そのため準定常波と呼ばれることもある。さらに面白いことに、この準定常波は成層圏で西風の卓越する冬季にだけ観測され、東風の卓越する夏の期間には見られない。振動数が低いことは東西方向の位相速度がほぼゼロに近いことから、その波の位相（谷や峰の地理的位置）を固定する地表境界条件に支配されている強制波動だと考えられる。これらのことをもとに、CharneyとDrazin(1961)は、強制ロスビー波の上方伝播理論を提出した。渦度方程式から導かれる鉛直2階微分方程式

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} + n^2\Phi = 0, \quad n^2 \equiv \frac{N^2}{f^2} \left(\frac{\beta}{U} - k^2 \right) - \frac{1}{4H^2}$$

(ここで U は平均東西風速、 k は東西波数、 H はスケールハイト) をみれば、これは先に示したラプラスの鉛直構造方程式(1)と良く対応していることが直観的に肯けよう。この一般解は $\exp(\pm inz)$ と書けるから、内部波条件(伝播性か否か)は $n^2 > 0$ 、すなわち平均風 U に関し

$$0 < U < U_c \equiv \frac{\beta}{k^2 + f^2/4H^2N^2}$$

となる。

すなわち、この波が成層圏以高に伝播できるのは、平均風が西風(冬季)のときだけで、しかも波数の小さな(波長の大きな)ものに限られることが直ちに言える。プラネタリースケールのロスビー波に関する限り、現在の成層圏大気力学の基本はほとんどこのCharney-Drazin理論に立脚していると言っても過言ではない。

8. ノーマルモード・ロスビー波

回転球面上の流体運動の解としての第2種自由振動と気象学のロスビー波が同一のものであることが認識された結果、そのような地球規模波動が現実大気中に実在することを観測から実証しようとする研究が進展した。ラプラス潮汐方程式に含まれる固有モードとしての自由振動解は、現在「ノーマルモード・ロスビー波」と呼ばれている。図5はそのような固有モードを示したもので、周期が数日から十数日で西進する長波長のものとして、東西波数が1なら、5日、9日、13日、波数2なら4日、6日、9日などが固有周期である。これらは先に示したHough函数の第1、第2、第3モード(図3)に対応している。

MaddenとJulian(1973)は、18ヶ月にわたる北半球の地上気圧データを統計処理し、確かに第1 Hough モードに相当する5日周期西進波が固有函数と良く似た緯度分布を持っていることを初めて示した。18ヶ月にもわたる長期間のデータを必要としたのは、大気下層(対流圏)にはノーマルモード以外に温帯高低気圧などの短波長気象擾乱が「ノイズ」として卓越しているからである。

1980年代に入り、衛星による成層圏全球観測が可能となった結果、自由振動としてのノーマルモードが直接検出できるようになった。Hirota-Hirooka (1984) による図6、図7はその好例で、振幅の大きい中緯度で等圧面高度場の経度時間断面図を作ってみれば、特別なフィルターを用いずとも、東西波数が1の5日周期西進波がナマの形で見える。その振幅の緯度構造(図7)は、まさに Hough 函数の第1モードそっくりである。高次モードまで含めた成層圏ノーマルモードロスビー波の解析の集大成およびその気象力学における意義づけに関しては、廣岡(1987)の総合報告、廣田(1999)のテキストを参照されたい。

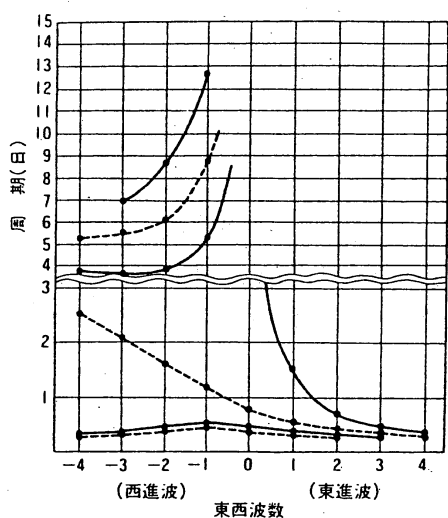


図5 地球規模の大気自由振動周期。
(松野・島崎、1981による)。

図6 ノーマルモードロスビー波の存在を示すホフメラー図。北緯40度線に沿う1 mb(高度約50km)等圧面高度場の月および帯状平均からの偏差の経度時間断面図。東西波数1、周期約5日の西進波が見られる。(Hirota and Hirooka, 1984による)。

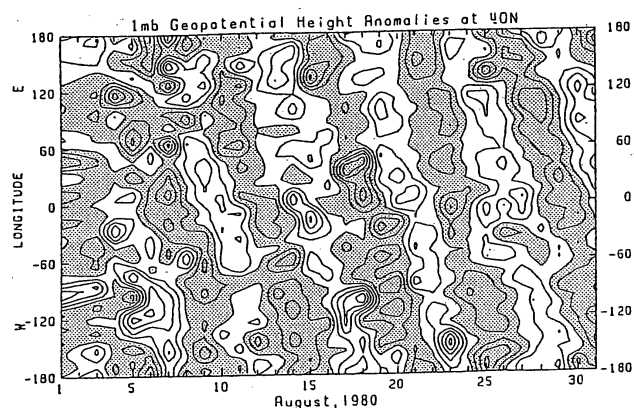
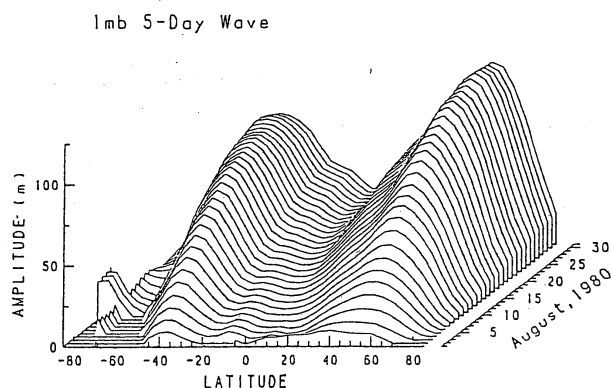


図7 図6に対応する波数1の西進波の振幅分布。Hough 函数の第1モードに良く似ていることに注意。(Hirota and Hirooka, 1984による)。



9. 自由振動と不安定波

次に、図4の見取り図にある第2種自由振動解と傾圧不安定波の関連について触れておこう。実はこの問題を明記したテキストはこれまでに無い。その理由もまた、対流圏気象学における傾圧不安定理論が天気現象と密着した形で発展してきたからだと言える。

図8は傾圧不安定ダイアグラムで、不安定波の発達率を東西波長と背景場の鉛直シアーの関係として示したものである。図の左半分、波長が数千キロ以下のところが Charney モードと呼ばれる、いわゆる通常の移動性温帯低気圧に対応したもので、その不安定領域は β カットと呼ばれる臨界波長ラインで右側の Green モード（長波長不安定波）領域と接している。Hirota (1968) はこれらの異種の解の接続を固有値問題として詳細に検討し、Charney モードの不安定解が無くなる臨界波長から中立解（すなわち自由振動解）としてのロスビー波が接続していること（このダイアグラムでは Green モードの裏側に存在すること）を明らかにした。この事情の物理的意味を大雑把に言うなら、背景風の鉛直シアー（南北温度傾度）に起因する不安定波が、波長が長くなるにつれ β 効果の西進が勝ち Steering Level (Critical Level) を持ち得なくなったところで安定化され中立ロスビー波の正体を現す、ということである。

この解の接続の話は、現象論的には直接の意味を持たないが、流体力学理論の立場からは今もって興味深い問題である。

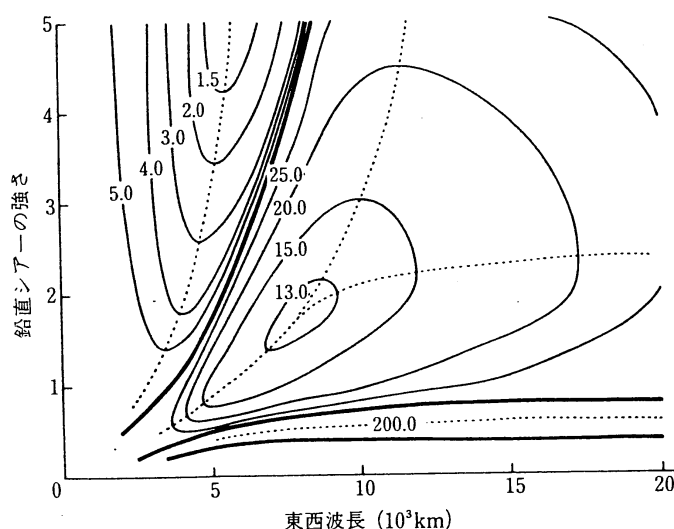


図8 傾圧不安定ダイアグラム。図中の数字は発達率を振幅が e 倍になるのに要する日数で表したもの (Hirota, 1968 による)。

10. 赤道波

図4の「波動見取り図」は慣性振動数 f が適当な大きさの中緯度を想定して描かれたものであるが、この図を強引に f の小さな低緯度域にまで拡張解釈しようとして中央の慣性周期の横棒を下方に引き下げてみると、中緯度では別々のものであった慣性重力波とロスビー波の振動数が重なり、両者の性質を兼ね備えた解が赤道低緯度に存在することが示唆される。もちろん、このような議論のためには方程式をきちんと取り扱わねばならないが、ここでは直観的な解釈を与えるにとどめる。Matsuno (1966) は、このような赤道域における波動解を理論的に求めるため、コリオリ項を $f = \beta y$ と置いた浅水方程式を扱い、赤道域に固有な波動解として「ロスビー重力波」と「ケルヴィン波」を得た。彼の扱った系で振幅函数 Φ に関する式、

$$\frac{d^2\Phi}{dy^2} + \frac{2y}{\omega^2 - y^2} \frac{d\Phi}{dy} + \left[-\frac{k}{\omega} \frac{\omega^2 + y^2}{\omega^2 - y^2} - k^2 + \omega^2 - y^2 \right] \Phi = 0$$

をみれば、これはラプラス潮汐方程式(2)において $\mu = \sin \theta$ を $\mu \ll 1$ と近似したものと良く対応していることがわかる。事実、後になって潮汐方程式の精度のよい数値解が求められるようになった結果から、Matsuno の2種類の赤道波が潮汐方程式の解の一部に含まれることが示されている。

一方、気象学としての赤道波の研究は、この理論解とは独立に、赤道成層圏東西風準2年周期振動現象(QBO)との関連から赤道域成層圏気球観測データ解析により Yanai-Maruyama Wave(1966), Wallace-Kousky Wave(1968)が発見され、夫々ロスビー重力波、ケルヴィン波と同定されるに至った(図9)。

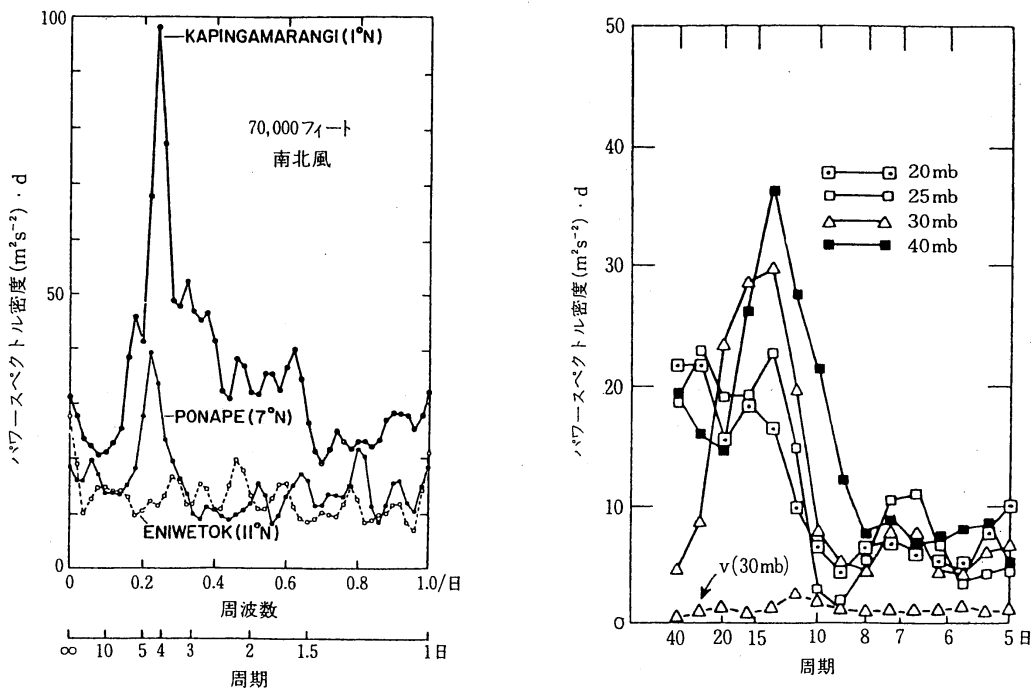


図9 赤道域成層圏の気球観測データのスペクトル解析による赤道波。左は Yanai-Maruyama 波(周期約5日の西進波)、右は Wallace-Kousky 波(周期約15日の東進波)。

これらの波動の具体的記述の気象学的意義は、Matsuno の自由振動解では分散関係式のみが与えられ「選択律」については言及されていなかったことに対し、実測データから周期約 5 日の西進波、約 15 日の東進波の卓越が示された点にある。つまり、それにより「励起機構」という問題提起がなされたことである。この赤道波の生成励起機構は、現在でも依然として未解決の興味ある問題である。

11. 大気重力波

潮汐方程式に含まれる「第 1 種自由振動解」としての東西両方向に移動する高周波が物理的には重力波であることの認識があったにしても、それが気象学における現実大気中の現象と結び付くのにはやはり長い歴史的経緯があった。

大気現象としての重力波の研究はふたつの原点がある。ひとつは電離圏擾乱としての重力波が地上の電場磁場観測との関連で関心を集めたこと、他方には山越え気流に代表される小規模重力波がグライダー飛行などの実用的見地から研究されてきたこと、である。

1970 年代後半からは、中層大気における重力波の作用が注目され（たとえば Houghton (1978)、Lindzen (1981) を参照）、それに対応した形で気象ロケットデータや MU レーダーデータの中から重力波の特性を検出する観測的研究が開花した (Hitota, 1984、Hirota-Niki, 1985、1986、Sato, 1994 など)。これらの議論の中心課題は、主として対流圏起源の慣性重力波が成層圏中間圏に伝播する過程で減衰・碎波等により運動量を背景場に引き渡し、それにより中層大気大循環が維持されることである。

この問題意識は、赤道域中層大気に見られる QBO および半年周期振動 (SAO) の場にも共通で、それまでは前節で述べたロスビー重力波とケルヴィン波が主役と考えられていた「波動平均流相互作用論」において重力波の果す役割の重要性が強く認識されるようになり、それに対応した観測的・理論的研究も進展した (Sato, Hasegawa and Hirota, 1994、Sato and Dunkerton, 1997 など)。

12. 地球流体力学の意義

ここまで駆け足でラプラス潮汐方程式と現代の気象力学の繋がりを概観してきた。この研究の歴史のなかで、1960 年の Eckart 以降、大気と海洋の流体運動を対象とした「地球流体力学」が体系化され、幾つかのスタンダードなテキストが出版されている（たとえば Pedlosky, 1979; Gill, 1982 など）。

この地球流体力学（さらには惑星流体力学）の意義はふたつある。

ひとつは、ラプラスの原論がまさにそうであったように、回転、球面、重力、太陽放射加熱、といった大きな枠組みに規定される地球流体運動の一般的・普遍的性質を流体物理学として統一的に記述し全体の見通しを与えること、そしてその原理を大気や海洋の中に見られる個別的具体的な現象に適用して解釈を与えること、すなわち指導原理としての存在価値である。

もうひとつの意義は、このような理論体系の構築が、必ずしも総て微分方程式演算のような演繹的思考から生まれて来たものばかりとは限らず、むしろ個々の具体的現象論の中からその原理的側面が抽出され体系化されてきたことである。考えてみれば、ラプラスの原論自体、観測的に知られた天体運動の解釈という具体的な動機から出発したもので

あり、数学はあくまでもその解釈上の手段であった。それと同様に、気象学におけるロスビー波や重力波は、一般的指導原理から演繹的に導かれたというよりも、観測に基づく現象論のなかから生まれてきたものなのである。

このことは、「大気現象学」としての気象学の意義を再確認する上で極めて重要な歴史的事実であると言えよう。このような認識の延長線上には、「気候変動予測」という即物的な議論から生まれたロレンツのカオスを挙げることも出来よう。

地球流体力学の持つこのような二面性を意識することによって、各種波動論を含む流体物理学が今後さらに発展してゆくことを期待したい。

謝辞：

今回の波動研究会でこのような話をする機会を提供して下さった岐阜大学の田中光宏氏に厚く御礼を申し上げます。

参考文献

- Chapman,S.,1924: Quart.J.Roy.Met.Soc.,50, 165-195.
 Charney,J.G.and P.G.Drazin,1961: J.Geophys.Res. 66, 83-109.
 Eckart,C.,1960: Hydrodynamics of Oceans and Atmospheres. Pergamon.
 Gill,A.E.,1982: Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press.
 Haurwitz,B.,1937: Gerlands Beitr.Geophys. 51, 195-233.
 Haurwitz,B.,1940: J.Mar.Res., 3, 254-267.
 廣岡 俊彦、1987： 気象研究ノート、156、93—127.
 Hirota,I.,1968: J.Meteor.Soc.Japan,45, 409-421.
 Hirota,I.,1984: J.Atmos.Terr.Phys.,46, 767-773.
 Hirota,I.and T.Hirooka,1984: J.Atmos.Sci.,41, 1253-1267.
 Hirota,I. and T.Niki,1985: J.Meteor.Soc.Japan, 63, 1055-1066.
 Hirota,I. and T.Niki,1986: J.Meteor.Soc.Japan, 64, 995-999.
 廣田 勇、1983： 地球をめぐる風、中公新書
 廣田 勇、1992: グローバル気象学、東京大学出版会
 廣田 勇、1999： 気象解析学、東京大学出版会
 Holton,J.R.,1975: The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere. Meteor.Monograph,vol.15, No.37, Ame.Met.Soc.
 Hough,S.S.,1898: Phil.Trans.Roy.Soc.London,A191, 139-185.
 Houghton,J.T.,1978: Quart.J.Roy.Met.Soc., 104, 1-29.
 Kelvin,W.,1882: Proc.Roy.Soc.Edinb. vol.11, 396-405.
 Lamb,H.,1910: Proc.Roy.Soc.A84, 551-572.
 Laplace,P.S.,1799: Mechanique Celeste, Paris.
 Lindzen,R.S.,1981: J.Geophys.Res.,86, 9707-9714.
 Longuet-Higgins,M.S.,1968: Phil.Trans.Roy.Soc.London,A262, 511-607.

- Madden,R.A. and P.R.Julian,1973: J.Atmos.Sci.30, 935-940.
- Margules,M.,1890: Sitzber.Akad.Wiss.Wien. 99, 204-227.
- Matsuno,T.,1966: J.Meteor.Soc.Japan, 44, 25-43.
- 松野 太郎、島崎 達夫、1981: 成層圏と中間圏の大気、東京大学出版会
- Pedlosky,J.,1979: Geophysical Fluid Dynamics. Springer-Verlag.
- Rossby,C.G.et al.,1939: J.Mar.Res., vol.2, 38-55.
- Sato,K.,1994: J.Atmos.Terr.Phys.,56, 755-774.
- Sato,K., F.Hasegawa and I.Hirota,1994: J.Met.Soc.Japan,72, 423-432.
- Sato,K. and T.Dunkerton,1997; J.Geophys.Res., 102, 26247-26261.
- 澤田 龍吉、1979： 超高層空間の謎、講談社ブルーバックス
- Wallace,J.M. and V.E.Kousky,1968: J.Atmos.Sci.,25, 900-907.
- Yanai,M.and T.Maruyama,1966: J.Meteor.Soc.Japan, 44, 291-294.